

Тогда по формуле (4) с учетом потерь получим

$$Y_{\text{нп}} = 3,076 + 1,446 = 4,522 \text{ руб./шт.}$$

$$Y_{\text{ю}} = 3,846 + 0,516 = 4,362 \text{ руб./шт.}$$

Как видно из полученных значений, без учета потерь новая модель станка лучше базовой, но с учетом – хуже. Данный вывод подтверждает, что сравнение образцов либо по экономическим, либо по техническим параметрам недостаточно корректен. Для полного экономического анализа нужно знать и точность технологического процесса, обеспечиваемую данным образцом оборудования.

К ВОПРОСУ О СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ТВЕРДОЙ ЧАСТИЦЫ В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

Жукова Л.Ю., Первышин А.Н., Ткаченко А.Ю.

Самарский государственный аэрокосмический университет, г. Самара

Рабочий процесс камер сгорания, сопловых устройств, струйных аппаратов в значительной степени связан с движением дисперсной среды в газовом потоке. А в таких струйных технологиях как нанесение покрытий, обычно недорасширенной сверхзвуковой струей продуктов сгорания, струйно-абразивная обработка материалов, скорость частиц в момент контакта с обрабатываемой поверхностью определяет эффективность процесса. При проектировании таких устройств скорость частиц (иногда импульс или кинетическая энергия) часто являются целевыми функциями. Поэтому расчетная оценка этих величин на всех этапах разработки струйных технологий способствует поиску оптимальных решений.

Рассмотрим однородную сферическую частицу известным диаметром d_i , плотностью вещества ρ_i , движущуюся со скоростью ω_i в потоке продуктов сгорания, скорость которого ω_α . Известны все термодинамические параметры потока: вязкость μ_α , давление p_α , температура T_α , плотность ρ_α . Частица изменяет свою скорость за счет действия силы P со стороны газового потока, тогда уравнение движения частицы можно записать, используя второй закон Ньютона

$$\bar{P} = m_i \cdot \frac{d\bar{\omega}_i}{d\tau}. \quad (1)$$

Считая движение частиц одномерным, и пренебрегая действием на нее всех сил, кроме аэродинамической, получим известную [1] форму уравнения движения

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \cdot c_i \cdot f_m \cdot \rho_\alpha \cdot (\bar{\omega}_\alpha - \bar{\omega}_i)^2, \quad (2)$$

где f_m - площадь поперечного сечения частицы, $c_i = f(\text{Re}_{\text{отн}})$ - коэффициент сопротивления частицы, являющийся функцией только от числа Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{|\omega_\alpha - \omega_i| \cdot d_i \cdot \rho_\alpha}{\mu_\alpha}.$$

Из результатов многочисленных экспериментов со сферическими частицами, в соответствии со значениями коэффициента сопротивления, можно выделить три диапазона значений числа Рейнольдса:

- 1) $Re \geq 500$, где $c_i \approx 0,44$;
- 2) промежуточный диапазон: $0,2 \leq Re \leq 500$, c_i зависит от Re ;
- 3) $Re \leq 0,2$, $c_i = \frac{24}{Re}$ - режим «ползучего течения» - инерция вносит малый вклад в силу сопротивления.

Запишем коэффициент сопротивления, модифицируя закон Стокса

$$c_i = \frac{\varphi_i}{\text{Re}_{\text{отн}}^{n_i}}.$$

В первом приближении, до величины $Re \leq 300$, можно принять $n_i=1$, а φ -зависит от числа Рейнольдса (характерный случай «мелких» частиц), однако наибольший интерес для струйных технологий представляют «средние» частицы с Re от 30 до 1000, где с достаточной точностью можно считать $n = \frac{1}{2}$, т.е.

$$c_i = \frac{\varphi_i}{\sqrt{\text{Re}_{\text{отн}}}}, \quad \varphi = 13. \quad (3)$$

Сопоставляя (1) и (2), с учетом (3), получим дифференциальное уравнение движения частицы:

$$\frac{d\omega_i}{d\tau} = A_1 (\omega_\alpha - \omega_i)^{1,5}, \quad (4)$$

где $A_1 = \frac{\xi_1}{d_i^{1,5}}$, $\xi_1 = \frac{3}{4} \cdot \frac{\sqrt{\eta_\alpha \cdot \rho_\alpha}}{\rho_i}$.

Интегрируя (4), найдем зависимость скорости частицы от времени ее нахождения в газовом потоке $\Delta\tau$

$$\omega_i = \omega_\alpha - \frac{4 \cdot B^2}{(A_1 \cdot B \cdot \Delta\tau + 2)^2}, \quad (5)$$

где $B = \sqrt{\omega_\alpha - \omega_{i0}}$.

Записав (5) в координатной форме

$$\frac{dx_i}{d\tau} = \omega_\alpha - \frac{4 \cdot B^2}{(A_1 \cdot B \cdot \Delta\tau + 2)^2},$$

получим зависимость координаты частицы x_i от времени

$$\Delta x_i = \Delta\tau \left(\omega_\alpha + \frac{2 \cdot B^2}{A_1 \cdot B \cdot \Delta\tau + 2} \right). \quad (6)$$

Из формулы (6) с учетом (5) получим в явном виде

$$\Delta\tau = \frac{\Delta x_i \cdot A_1 \cdot b - 2 \cdot \omega_\alpha + 2 \cdot b^2 \pm \sqrt{D}}{2 \cdot A_1 \cdot B \cdot \omega_\alpha},$$

где $D = 4 \cdot (\omega_\alpha - B^2)^2 + \Delta x_i \cdot A_1 \cdot B^2 \cdot (\Delta x_i \cdot A_1 + 8 \cdot B)$.

Отсюда можно получить связь скорости частицы с ее координатой, которая представляет наибольший интерес для оценки струйных технологий

$$\omega_i = \omega_\alpha \cdot \left(1 - \frac{16 \cdot B^2 \cdot \omega_\alpha}{(\Delta x_i \cdot A_1 \cdot B + 2 \cdot \omega_\alpha + 2 \cdot B^2 + \sqrt{D})^2} \right). \quad (7)$$

Проведем сравнение численного расчета уравнения (3) с результатами, полученными по зависимости (7) (рис. 1), для оценки возможности перехода к численному решению дифференциальных уравнений, что не требует нахождения явной зависимости скорости частицы от параметров потока и особенно удобно при дальнейшем уточнении расчетной модели.

Уточним дифференциальное уравнение (3), используя формулу Олевского (8)

$$c_i = 0,32 + \frac{4,4}{\sqrt{Re_{отн}}} + \frac{24}{Re_{отн}}, \quad (8)$$

что позволит расширить диапазон допустимого числа Re от 0,001 до 6000, более точно учитывать изменение Re и унифицировать расчёт.

Сравним результаты с расчетом по зависимости (7) (рис. 2).

Из рис. 2 видно, что значения скорости частиц с учётом формулы Олевского получаются меньше, что обусловлено характером протекания зависимости коэффициента сопротивления частицы от числа Рейнольдса Re .

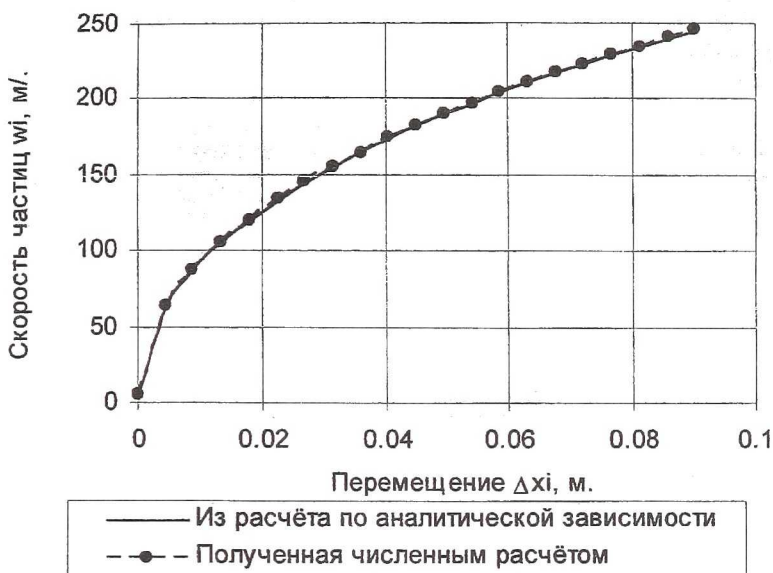


Рис. 1. Результаты численного расчёта и расчёта по аналитической зависимости скорости частиц

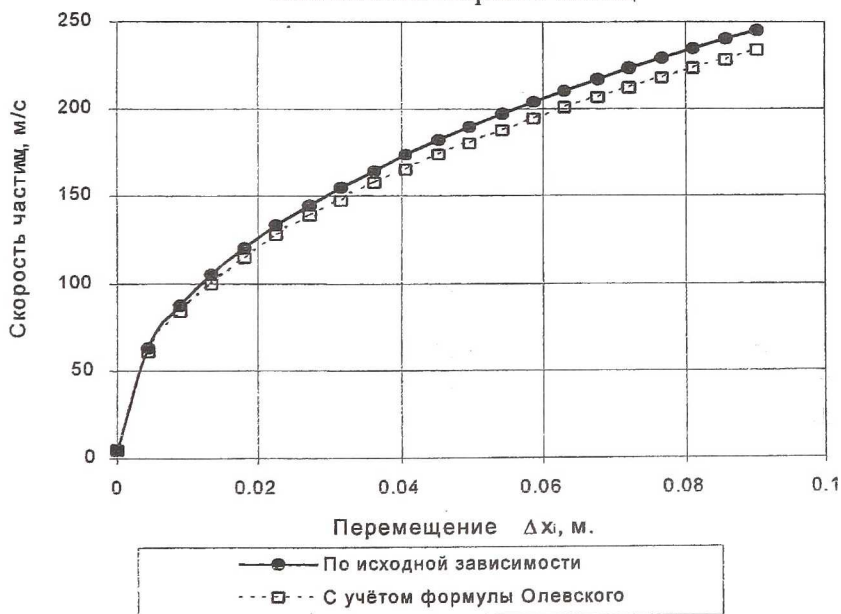


Рис. 2. Результаты численного расчёта скорости частиц по зависимости (7) и с учётом формулы Олевского

В данной работе получены и проанализированы целевые функции скорости частицы для данной модели.

Список литературы

1. Стернин Л.Е., Шрайбер А.А. Многофазные течения газа с частицами. - М.: Машиностроение, 1994.- 320 с.
2. Брусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами.- М.: «Мир», 1975.- 384 с.

КАМЕРА СГОРАНИЯ ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМА С САМОПРОВОДЯЩИМСЯ ЗОЛОТНИКОМ ДЛЯ НОВЫХ РЕАКТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Богданов В.И., Кувтырев Д.В., Кудрин О.И., Сергиенко А.А.
ОАО «НПО «Сатурн», г. Рыбинск,
МАИ, г. Москва

Создана камера сгорания $V=\text{const}$ с самоприводящимся золотником для перспективных пульсирующих энергодвигательных установок. Проведены расчетно-теоретические и экспериментальные исследования камеры, показавшие высокий уровень ее характеристик. Камера может найти применение в основном:

- в дозвуковых и сверхзвуковых ПуВРД;
- в приводных ГТД;
- в ГДЛ и МГД- генераторах;
- в пульсирующих ракетных двигателях;

При исследованиях обнаружены газодинамические явления, происходящие при взаимодействии газовой струи ПуВРД с окружающей средой, которые могут быть использованы для повышения тяговой эффективности пульсирующих реактивных двигателей с соответственно сформированной концепцией.

Замедление прогресса в развитии традиционных реактивных двигателей со сгоранием топлива при постоянном давлении заставило проявить интерес к пульсирующему, детонационному рабочему процессу, термодинамически более эффективному. Возросшие возможности математического моделирования нестационарных газодинамических процессов на современных ЭВМ позволяют надеяться на успешное решение известных проблем пульсирующих реактивных двигателей: ухудшенные габаритно-массовые характеристики, невысокий КПД процесса расшире-